

**ОБ УСТОЙЧИВОСТИ АЭРОСТАТИЧЕСКОЙ ОПОРЫ
С ЭЛАСТИЧНЫМ ОГРАЖДЕНИЕМ**

Н. Р. Сибгатуллин, Н. А. Слезкин, Э. А. Сорокин

(Москва)

Рассматривается устойчивость аэростатической опоры с эластичным ограждением, используемой в качестве внутрицехового транспортного средства. Используются уравнения теории Тимошенко — Кармана равновесия кольцевой диафрагмы и уравнения изменения массы воздуха в баллоне при адиабатической зависимости давления от плотности. В результате устанавливаются приближенные уравнения изменения давлений в баллоне и в воздушной подушке и нелинейные уравнения изменения со временем высоты подъема платформы опоры, а также расстояния от оси симметрии наименьшего зазора между диафрагмой и неподвижной плоскостью. Переход к уравнениям в вариациях позволяет найти характеристическое уравнение и получить критерий устойчивости опоры по Гурвицу. Проверка выполнения этого критерия проводится для ограниченного интервала значений параметров опоры. Отмечается удовлетворительное согласие графиков теоретических расчетов нейтральной кривой устойчивости и периода колебаний опоры с данными специальных экспериментов на стенде и самой практики применения аэростатических опор.

На некоторых заводах в качестве внутрицеховых транспортных средств применяются аэростатические опоры на воздушной подушке с эластичным ограждением. Устройство и принцип действия аэростатических опор описаны в [1-3]. Форма эластичной диафрагмы для стационарного режима и особенности течения в вязком слое, в котором происходит резкое изменение давления, теоретически и экспериментально исследованы в [1].

Из практики использования аэростатических опор и специальных экспериментов известно, что при некоторых увеличениях расхода воздуха или при уменьшении веса транспортируемого груза возникают вертикальные колебания аэростатических опор, амплитуды которых со временем в отдельных случаях увеличиваются. Колебания аппарата на воздушной подушке с жесткой границей при больших расходах воздуха рассматривались в [4]. Анализ связей подкупольного объема воздуха с его расходом и давлением позволил получить реологическое уравнение воздушной подушки и дать удовлетворительный ответ о динамической устойчивости судов на воздушной подушке. Теория устойчивости аэростатических опор с эластичным ограждением до сих пор не создана. Известны лишь некоторые технические рекомендации для уменьшения амплитуды колебаний (введение упругих амортизаторов [5], использование дополнительных емкостей воздуха [3, 5]). В [5] при исследовании устойчивости аэростатических опор привлекались экспериментальные зависимости высоты всплытия платформы и высоты положения амортизатора от давления воздуха в соответствующих объектах.

1. Дифференциальное уравнение вертикального движения платформы аэростатической опоры, изображенной на фиг. 1, имеет вид

$$(1.1) \quad Gg^{-1}d^2H / dt^2 = P - G$$

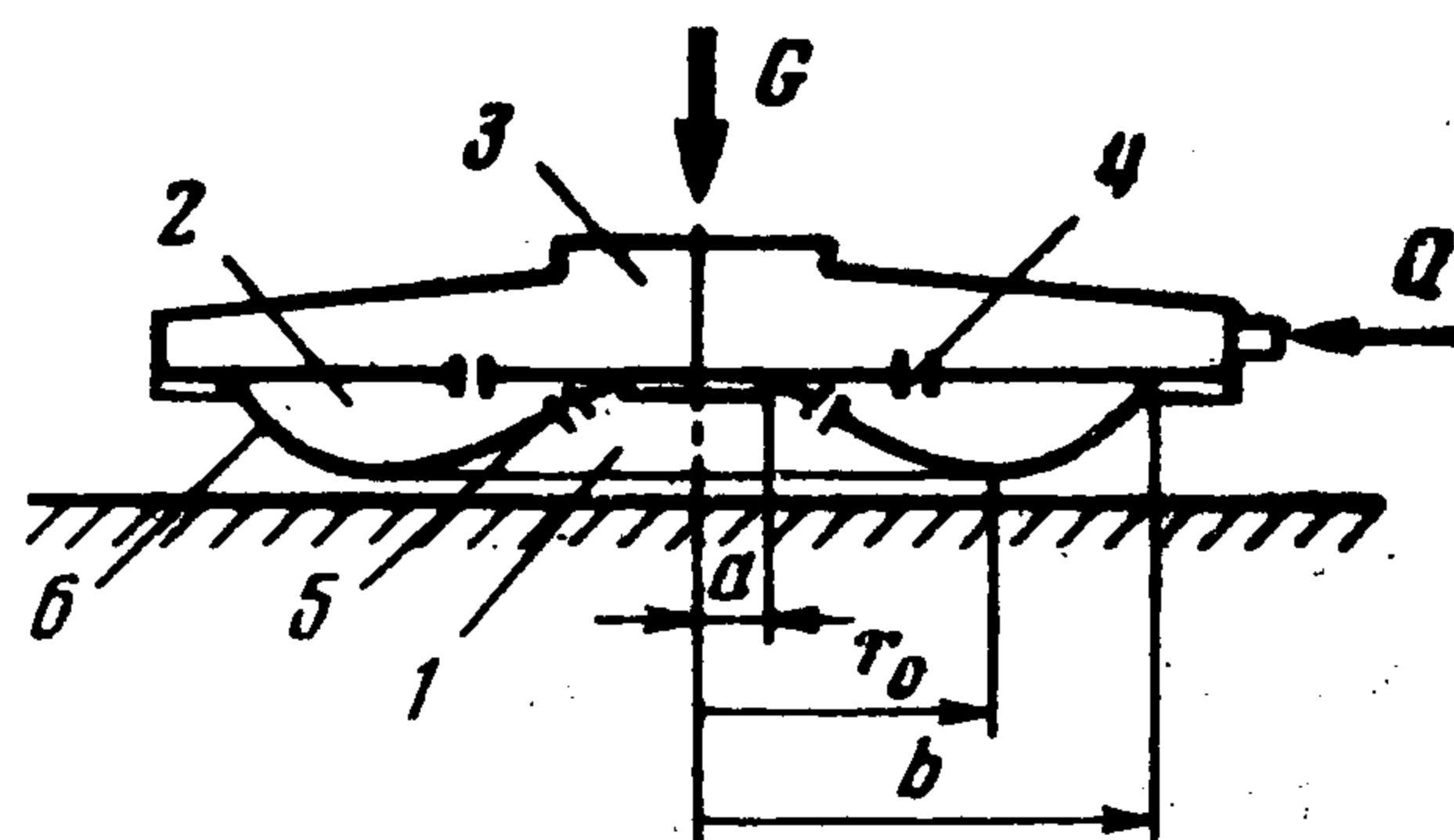
Здесь H — переменная во времени высота всплытия платформы, G — вес платформы вместе с транспортируемым грузом, P — результирующая сила от динамических давлений, распределенных по нижней стороне диафрагмы

$$(1.2) \quad P = 2\pi \int_0^b (p - p_a) r dr$$

p — давление в воздушной подушке, p_a — атмосферное давление.

Для определения изменения p во времени необходимо составить дифференциальные уравнения изменения формы кольцевой диафрагмы с учетом больших прогибов по теории Тимошенко — Кармана и соотношений закона Гука. Без учета изгибающих моментов, внешних касательных сил и сил инерции самой гибкой диафрагмы эти уравнения имеют вид

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \partial (r^2 N_r) / \partial r - r (N_r + N_t) &= 0 \\ r \partial (N_r + N_t) / \partial r + \\ + \frac{1}{2} E \delta (\partial w / \partial r)^2 &= 0 \\ r^{-1} \partial (r N_r \partial w / \partial r) / \partial r &= -q \end{aligned}$$



Фиг. 1

Здесь N_r и N_t — радиальное и тангенциальное натяжения, w — осевое смещение, $q = p_2 - p$, p_2 — давление в баллоне. Радиальное смещение u по закону Гука представляется в виде

$$u = (E\delta)^{-1} r (N_t - \nu N_r)$$

Здесь E — модуль Юнга диафрагмы, δ — ее толщина, ν — коэффициент Пуассона. Условия жесткого заземления диафрагмы по окружностям $r = a$ и $r = b$ приводят к граничным условиям

$$(1.4) \quad r = a, w = 0, u = 0; \quad r = b, w = 0, u = 0$$

Предположим, что в область воздушной подушки воздух поступает из баллона только через боковые отверстия в самой диафрагме. Пусть общая площадь боковых отверстий S_2 . В баллон через отверстия площадью S_3 воздух поступает из специальной камеры, в которой предполагаем давление p_3 и плотность ρ_3 не меняющимися со временем. Обозначим через V_2 объем баллона, ограниченного сверху жестким диском, а снизу — поверхностью диафрагмы. Объем воздушной подушки, простирающейся от оси симметрии до окружности с радиусом r_0 (сечения с наименьшим зазором h_0) обозначим через V_1 .

Уравнения изменения масс воздуха в объемах V_2 и V_1 имеют вид

$$(1.5) \quad d(\rho_2 V_2) / dt = Q_3 - Q_2, \quad d(\rho_1 V_1) / dt = Q_2 - Q_1$$

Здесь Q_2, Q_3 — расходы воздуха через отверстия S_2, S_3 соответственно, Q_1 — расход воздуха через сечение с наименьшим зазором, площадь которого $S_1 = 2\pi r_0 h_0$. Расходы приближенно можно связать с соответ-

ствующими значениями давлений с помощью интеграла Бернулли, что приводит к соотношениям

$$(1.6) \quad Q_i^2 = 2\gamma (\gamma - 1)^{-1} p_i \rho_i S_i^2 [(p_{i-1} / p_i)^{2/\gamma} - (p_{i-1} / p_i)^{(\gamma+1)/\gamma}] \\ i = 2, 3$$

При адиабатической зависимости давлений от плотности будем иметь

$$(1.7) \quad p_i / p_{i-1} = (\rho_i / \rho_{i-1})^\gamma$$

Задача о вертикальном движении аэростатической опоры сводится к совместному решению дифференциальных уравнений (1.1) — (1.3), (1.5) и конечных соотношений (1.6) и (1.7).

Осреднение давлений и плотностей по объемам позволяет принять предположение о кусочно-постоянном распределении давления p в воздушной подушке в виде

$$(1.8) \quad 0 < r < r_0, \quad p = p_1; \quad r_0 < r < b, \quad p = p_a$$

2. Установим зависимости давлений p_2 и p_1 от меняющихся со временем величин H и r_0 . Интегрирование первых двух уравнений (1.3) от $r = a$ до r и от r до $r = b$ с использованием условий (1.4) приводят к выражениям для натяжения N_r и смещения u

$$a \leq r < r_0, \quad 4r^2 N_r = 2N_a [(1 + \nu)r^2 + (1 - \nu)a^2] - \int_a^r X(r, r_1) dr_1$$

$$4E\delta r u = 2N_a (1 - \nu^2) \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) - \int_a^r Y(r, r_1) dr_1$$

$$r_0 < r \leq b, \quad 4r^2 N_r = 2N_b [(1 + \nu)r^2 + (1 - \nu)b^2] + \int_r^b X(r, r_1) dr_1$$

$$4E\delta r u = 2N_b (1 - \nu^2) \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) + \int_r^b Y(r, r_1) dr_1$$

$$X(r, r_1) = E\delta (\partial w / \partial r_1)^2 (r^2 - r_1^2) r_1^{-1}$$

$$Y(r, r_1) = E\delta (\partial w / \partial r_1)^2 [2 - (1 + \nu)(1 - r_1^2/r^2)] r_1^{-1}$$

Используя требование непрерывности радиального натяжения N_r и радиального смещения u при переходе через значение $r = r_0$, где по предположению (1.8) давление терпит разрыв, получим для натяжений N_a и N_b

$$(2.1) \quad 2N_a (b^2 - a^2) (E\delta)^{-1} = \int_a^{r_0} \left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)^2 \left[\frac{b^2}{1 + \nu} + \frac{r^2}{1 - \nu}\right] r^{-1} dr + \\ + \int_{r_0}^b \left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)^2 \left[\frac{b^2}{1 + \nu} + \frac{r^2}{1 - \nu}\right] r^{-1} dr \\ 2N_b (b^2 - a^2) (E\delta)^{-1} = \int_a^{r_0} \left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)^2 \left[\frac{a^2}{1 + \nu} + \frac{r^2}{1 - \nu}\right] r^{-1} dr + \\ + \int_{r_0}^b \left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)^2 \left[\frac{a^2}{1 + \nu} + \frac{r^2}{1 - \nu}\right] r^{-1} dr$$

По предположению (1.8) правая часть третьего уравнения (1.3) будет постоянной. Интегрируя это уравнение от r до r_0 и от r_0 до r и используя условие $(\partial w / \partial r) = 0$ при $r = r_0$, получим

$$(2.2) \quad \begin{aligned} (N_r)_{r < r_0} \partial w / \partial r &= (p_2 - p_1)(r_0^2 - r^2) / (2r) \\ (N_r)_{r > r_0} \partial w / \partial r &= (p_2 - p_a)(r_0^2 - r^2) / (2r) \end{aligned}$$

Из (2.1) и (2.2) получим два нелинейных интегральных уравнения для определения $\partial w / \partial r$ в интервалах от $r = a$ до $r = r_0$ и от $r = r_0$ до $r = b$. Для приближенного определения $\partial w / \partial r$ заменим переменные множители в левых частях (2.2) одним и тем же постоянным множителем, имеющим промежуточное значение между N_a и N_b , которое определим заменой множителей в квадратных скобках под интегралами (2.1) выражением $2r^2 / (1 - \nu^2)$, удовлетворяющим неравенству

$$[a^2 / (1 + \nu) + r^2 / (1 - \nu)] \leq 2r^2 / (1 - \nu^2) \leq [b^2 / (1 + \nu) + r^2 / (1 - \nu)]$$

Вычисления N_a и N_b , согласно (2.1), без замены множителей и с заменой множителя дают незначительные расхождения. Таким образом промежуточное значение натяжения определяем в виде

$$(2.3) \quad N(b^2 - a^2)(1 - \nu^2) = E\delta \left[\int_a^{r_0} \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 r dr + \int_{r_0}^b \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 r dr \right]$$

После указанной замены уравнения (2.2) можно интегрировать, используя условия (1.4); приближенно приравнивая осевое смещение при $r = r_0$ высоте всплытия H платформы, получим

$$(2.4) \quad \begin{aligned} 4NH &= (p_2 - p_1)\zeta = (p_2 - p_a)\eta \\ \zeta &= r_0^2 \ln(r_0^2 / a^2) - r_0^2 + a^2, \quad \eta = r_0^2 \ln(r_0^2 / b^2) - r_0^2 + b^2 \end{aligned}$$

Из (2.2) и (2.4) найдем

$$(2.5) \quad \begin{aligned} r < r_0, \quad \partial w / \partial r &= 2H(r_0^2 - r^2) / (r\zeta) \\ r > r_0, \quad \partial w / \partial r &= 2H(r_0^2 - r^2) / (r\eta) \end{aligned}$$

Из (2.3) и (2.5) имеем

$$(2.6) \quad \begin{aligned} 4N &= H^2\eta\varphi \\ \varphi &= 4E\delta(1 - \nu^2)^{-1}(b^2 - a^2)^{-1} [2r_0^2(\eta\zeta)^{-1} - \eta(r_0^2 - a^2)(\eta\zeta)^{-2} + \\ &+ (b^2 - r_0^2)\eta^{-3} - 2r_0^2\eta^{-2}] \end{aligned}$$

Таким образом для разностей давлений из (2.4) и (2.6) получим

$$(2.7) \quad p_2 - p_a = H^3\varphi, \quad p_1 - p_a = H^3\varphi(1 - \psi), \quad \psi = \eta/\zeta$$

3. Приведем вывод дифференциального уравнения для зависимых от времени параметров H и r_0 аэростатической опоры. Для объема баллона

$$V_2 = 2\pi \int_a^b wr dr$$

при помощи (2.5) получим

$$(3.1) \quad \begin{aligned} V_2 &= 2\pi(b^2 - a^2)H\chi \\ 4\chi(b^2 - a^2) &= (b^2 - r_0^2)^2/\eta - (r_0^2 - a^2)^2/\zeta \end{aligned}$$

Используя (3.1) и (1.7), первое уравнение (1.5) представим в виде

$$(3.2) \quad A_1 dH / dt + A_2 dr_0 / dt = Q_3 - Q_2$$

$$A_1 = \partial (\rho_2 V_2) / \partial H = \rho_3 V_2 (p_2 / p_3)^{1/\gamma} H^{-1} [1 + 3 (p_2 - p_a) / (\gamma p_2)]$$

$$A_2 = \partial (\rho_2 V_2) / \partial r_0 = \rho_3 V_2 (p_2 / p_3)^{1/\gamma} [(\gamma p_2)^{-1} \partial p_2 / \partial r_0 + \partial \ln V_2 / \partial r_0]$$

$$\rho_2 = \rho_3 (p_2 / p_3)^{1/\gamma}$$

Предположим, что режимы истечения воздуха через все отверстия докритические. Тогда при $\gamma = 7/5$ будут иметь место неравенства

$$(3.3) \quad p_2 > 0.528 p_3, \quad p_1 > 0.528 p_2, \quad p_a > 0.528 p_1$$

и, следовательно, для давления в баллоне получим двустороннее неравенство

$$3.6 p_a > p_2 > 0.528 p_3$$

Предполагая давление в баллоне близким к давлению p_1 в воздушной подушке, произведем в равенстве (1.8) при $i = 2$ разложение слагаемых по степеням разностей давлений и ограничимся первыми степенями отношений $(p_2 - p_1) / p_2$. Учитывая (2.7), получим

$$(3.4) \quad Q_2^2 = 2 \rho_2 S_2^2 (p_2 - p_1) = 2 \rho_2 S_2^2 (p_2 - p_a) \psi$$

Из (1.1), (1.2), (1.6), (2.7), (3.2) и (3.4) получим систему двух нелинейных дифференциальных уравнений

$$(3.5) \quad d^2 H / dt^2 = \pi g G^{-1} H^3 \varphi (1 - \psi) r_0^2 - g$$

$$A_1 dH / dt + A_2 dr_0 / dt = S_3 [2\gamma / (\gamma - 1) p_3 \rho_3]^{1/2} [(p_2 / p_3)^{2/\gamma} - (p_2 / p_3)^{(\gamma+1)/\gamma}]^{1/2} - S_2 [2\rho_a (p_2 - p_a) \psi (p_2 / p_a)^{1/\gamma}]^{1/2}$$

Давление p_2 , входящее во второе уравнение (3.5), можно исключить с помощью первого равенства (2.7).

4. В стационарном режиме из (3.4) и (2.7) имеем

$$(4.1) \quad \pi H^{*3} \varphi^* (1 - \psi^*) r_0^{*2} = G, \quad Q_2^* = Q_3^*, \quad p_1^* - p_a = (p_2^* - p_a)(1 - \psi^*)$$

Звездочка соответствует значениям переменных в стационарном режиме. При заданных значениях веса G , давления p_3 , площадей S_2 и S_3 и радиусов крепления диафрагмы a и b из (4.1) и (2.7) определяются значения H , r_0 , p_1 и p_2 . Для определения наименьшего зазора h_0 , от которого зависит максимальное значение величины шероховатости пола помещений, в которых используются аэростатические опоры, будем применять формулу из [1], которая учитывает влияние вязкости воздуха.

Для исследования устойчивости стационарного режима работы аэростатической опоры введем вариации переменных величин, полагая

$$(4.2) \quad H = H^* + \delta H, \quad r_0 = r_0^* + \delta r_0, \quad p_1 = p_1^* + \delta p_1$$

$$p_2 = p_2^* + \delta p_2, \quad p_3 = p_3^* + \delta p_3, \quad Q_2 = Q_2^* + \delta Q_2,$$

$$Q_3 = Q_3^* + \delta Q_3$$

Здесь δp_3 считается заданной величиной, не изменяющейся во времени. В дальнейшем опустим звездочки у всех величин, относящихся к стацио-

нарному режиму. Из равенств (1.6), (2.7) и (3.4) получим

$$(4.3) \quad \begin{aligned} \partial Q_3 / \partial p_2 &= -Q_3(\gamma p_2)^{-1} f \\ f &= [2^{-1}(\gamma + 1)(p_2 / p_3)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1] / [1 - (p_2/p_3)^{(\gamma-1)/\gamma}] \\ \partial Q_2 / \partial p_2 &= Q_2 2^{-1} [(p_2 - p_a)^{-1} + (\gamma p_2)^{-1}] \\ \partial Q_2 / \partial p_1 &= -Q_2 2^{-1} (p_2 - p_1)^{-1} \\ \partial p_2 / \partial H &= 3H^{-1}(p_2 - p_a), \quad \partial p_1 / \partial H = 3H^{-1} (p_2 - p_a)(1 - \psi) \\ \partial p_2 / \partial r_0 &= (p_2 - p_a) \partial \ln \varphi / \partial r_0 \\ \partial p_1 / \partial r_0 &= (p_2 - p_a)(1 - \psi) \partial \ln [\varphi (1 - \psi)] / \partial r_0 \end{aligned}$$

После подстановки (4.2), (4.3) в уравнения (3.4) и отбрасывания произведений вариаций и их производных по времени будем иметь

$$(4.4) \quad \begin{aligned} d^2(\delta H)/dt^2 + B_3 \delta H + B_4 \delta r_0 &= 0 \\ A_1 d(\delta H) / dt + A_2 d(\delta r_0) / dt + A_3 \delta H + A_4 \delta r_0 &= A_5 \delta p_3 \\ B_3 = -3gH^{-1}, \quad B_4 = -2g/r_0 - g \partial [\ln \varphi (1 - \psi)] / \partial r_0 \\ A_3 = 3Q_3(2H)^{-1}(2fP + P + 1), \quad P = (p_2 - p_a) / \gamma p_2 \\ 2A_4 = Q_3 [(2fP + P + 1) \partial \ln \varphi / \partial r_0 + \partial \ln \psi / \partial r_0] \\ 2A_5 = Q_3 \{ (\gamma + 1)(\gamma p_3)^{-1} + \gamma p_3 / f [1 - (p_2 / p_3)^{(\gamma-1)/\gamma}] \} \end{aligned}$$

Начальные условия для системы уравнений (4.4) примем в виде $t = 0$, $\delta H = 0$, $d\delta H / dt = 0$, $\delta r_0 = 0$

Тогда зависимость δH от времени представится так:

$$\begin{aligned} \delta H &= A_5 \delta p_3 (A_3 B_4 - A_4 B_3)^{-1} \times \\ &\times \left[B_4 + \Delta^{-1} \sum_{k=1}^{k=3} (\lambda_{k+2} - \lambda_{k+1}) (B_3 - B_4 \lambda_{k+1} \lambda_{k+2} e^{\lambda_k t}) \right] \\ \Delta &= \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \lambda_1^2 & \lambda_2^2 & \lambda_3^2 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \end{vmatrix}, \quad \lambda_4 = \lambda_1, \quad \lambda_5 = \lambda_2 \end{aligned}$$

Показатели λ_k будут корнями характеристического уравнения

$$A_2 \lambda^3 + A_4 \lambda^2 + (A_2 B_3 - A_1 B_4) \lambda + (A_4 B_3 - A_3 B_4) = 0$$

Условия Гурвица — Раусса, необходимые для отрицательности действительных частей λ_k , представляются неравенствами

$$(4.5) \quad \begin{aligned} (A_4 B_3 - A_3 B_4) &> 0, \quad (A_2 B_3 - A_1 B_4) > 0, \\ -B_4 (A_4 A_1 - A_3 A_2) &> 0 \end{aligned}$$

Если возмущение состояния стационарного режима аэростатической опоры будет производиться не с помощью изменения давления δp_3 , а с помощью удара, то начальные условия будут иметь вид

$$t = 0, \quad \delta H = 0, \quad \delta r_0 = 0, \quad d\delta H / dt = V_0$$

и отклонение δH со временем будет изменяться согласно соотношению

$$\delta H = V_0 \Delta^{-1} \sum_{k=1}^{k=3} (\lambda_{k+2}^2 - \lambda_{k+1}^2) \exp \lambda_k t$$

При учете (4.4) можно установить, что при выполнении последнего неравенства (4.5) первые два будут строго выполняться. Тогда последнее неравенство можно превратить в равенство, представляющее собой уравнение нейтральной кривой, разделяющей области устойчивости и неустойчивости аэростатической опоры

$$(4.6) \quad (1 + 3P) / (2fP + P + 1) = d(\ln \chi^3 / \varphi) / d(\ln \psi)$$

Если истечение воздуха из камеры в баллон происходит в закритическом режиме, а другие виды истечений — в докритическом, то первое неравенство (3.3) должно замениться обратным; в этом случае расход Q_3 не будет зависеть от давлений в баллоне, и для него получим

$$Q_3^2 = \gamma [2 / (\gamma + 1)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} p_3 \rho_3 S_3^2$$

Для этого случая уравнение нейтральной кривой примет вид

$$(4.7) \quad P \partial \ln [\varphi / (\chi^3 \psi^3)] \partial r_0 + \partial \ln [\varphi / (\psi \chi^3)] \partial r_0 = 0$$

Для приближенного вычисления функций от r_0 , входящих в (4.6) и (4.7), введем малый параметр в виде

$$\varepsilon = (b^2 - r_0^2) / b^2$$

и разложим функции φ , ψ и χ и их производные по r_0 по степеням этого параметра. Тогда

$$(4.8) \quad \begin{aligned} \varphi &= 32E\delta [3l(1 - \nu^2)(b^2 - a^2)]^{-1} (\varepsilon^{-3} - l_2\varepsilon^{-2} + l_3\varepsilon^{-1}) \\ \psi &= \varepsilon^2 (1 + l_2\varepsilon), \quad \chi = b^2 [4(b^2 - a^2)]^{-1} (l_0 - l_1\varepsilon) \\ d \ln (\chi^3/\varphi) / d \ln \psi &= 3/2 \{1 - \varepsilon l_1 b^2 / [l_0 (b^2 - a^2)] - \varepsilon l_2/6\} \\ l &= b^2 \ln (b^2 / a^2) - b^2 + a^2, \quad l_0 = 2 - (b^2 - a^2)^2 / (lb^2) \\ l_1 &= 2/3 + [(b^2 - a^2) / l]^2 \ln (b^2/a^2) - 2(b^2 - a^2) / l \\ l_2 &= 3/4 + 3/8 [2b^2 / l - (b^2 - a^2)^2 / l^2], \quad l_3 = 5/36 + 1/8 [2b^2 / l - \\ &\quad - (b^2 - a^2)^2 / l^2] \end{aligned}$$

Параметр ε при использовании первого равенства (4.2) можно представить в виде

$$\varepsilon = 1 - G [(p_2 - p_a) (1 - \psi)]^{-1} / (\pi b^2)$$

С учетом второго равенства (4.8) вычитаемым ψ можно пренебречь. Полагая

$$\alpha = \pi b^2 p_a / G$$

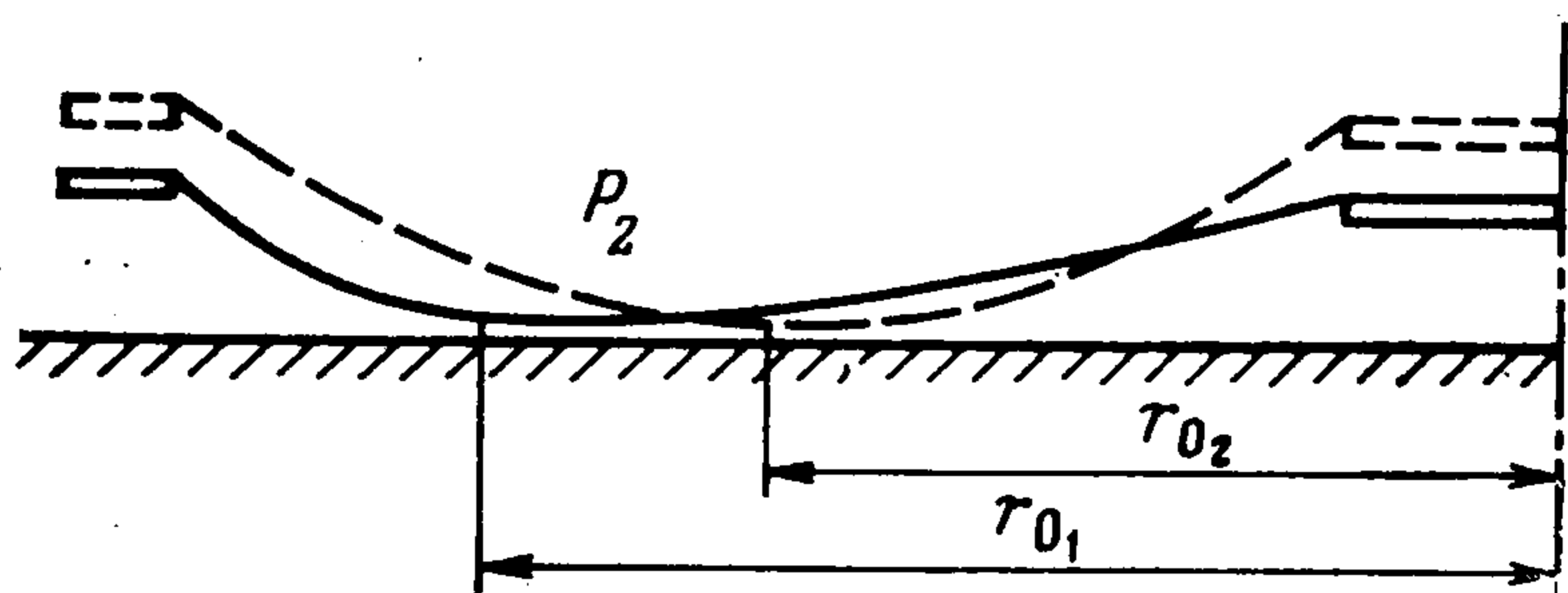
и заменяя $1 - \varepsilon$ на $(1 + \varepsilon)^{-1}$, для параметра ε получим

$$\varepsilon = \alpha (p_2 / p_a - 1) - 1$$

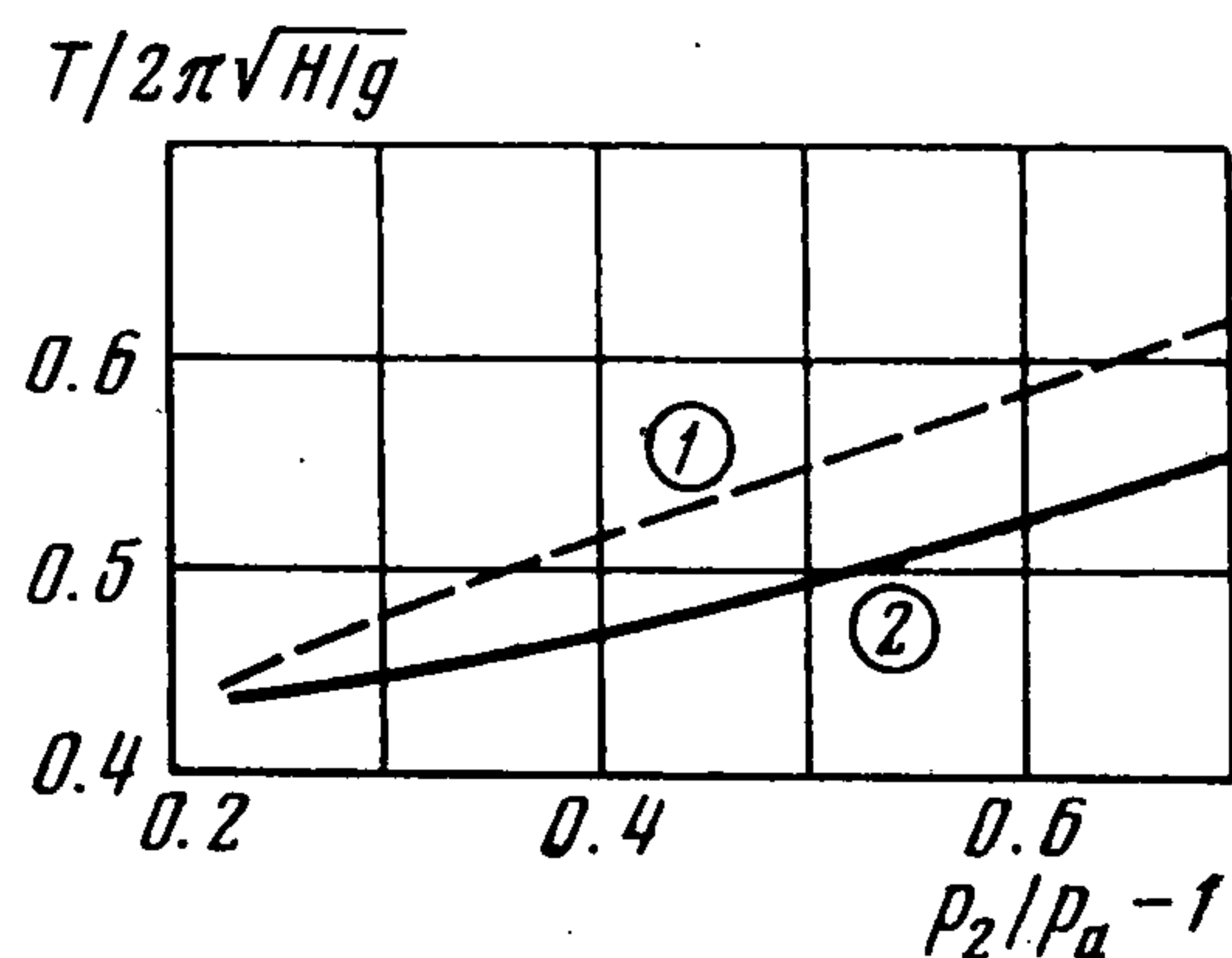
При изменении отношения b / a от 3.5 до 7 множитель при ε в последнем выражении (4.8) меняется в пределах от 0.65 до 0.85. В дальнейшем этот множитель полагаем равным 0.75 μ , где $\mu = b^2 / (b^2 - a^2)$.

Разрешая уравнение (4.6) относительно f и вводя обозначения

$$p_2 / p_3 = x, \quad p_3 / p_a = y$$



Фиг. 2



Фиг. 3

уравнение (4.6) нейтральной кривой приближенно представим в виде

$$f(x) = 1 + [1.5\alpha\mu(xy - 1) - 0.5 - 1.5\mu] [1 + 7xy / (15(xy - 1))]$$

При выполнении условий устойчивости получим приближенное выражение для периода колебаний аэростатической опоры

$$T (g/H)^{1/2} = 2\pi [5/7 (xy - 1) / (xy)]^{1/2} \times \\ \times \{1 - 0.5\mu [\alpha(xy - 1) - 1] [1 + 7xy / (15(xy - 1))] \times \\ \times [5/7 (xy - 1) / (xy) - 0.26]\}$$

5. Для проверки полученных результатов проведены эксперименты на специальном стенде и на натуральных образцах в промышленных условиях. В частности, проводилась скоростная киносъемка с частотой 160 кадров/сек, один из кадров которой, характеризующий вид диафрагмы в два момента времени, различающихся на половину периода колебания опоры, приведен на фиг. 2.

Схема аэростатической опоры приведена на фиг. 1. Сжатый воздух от источника питания поступает в камеру 3, из нее через жиклеры 4 — в полость баллона 2 и далее через отверстия 5 в зону воздушной подушки 1, откуда через малый зазор вытекает в атмосферу. При колебаниях опоры измеренные частоты колебаний менялись в пределах от 7 до 15 гц, а амплитуда высоты платформы H достигала 20 мм.

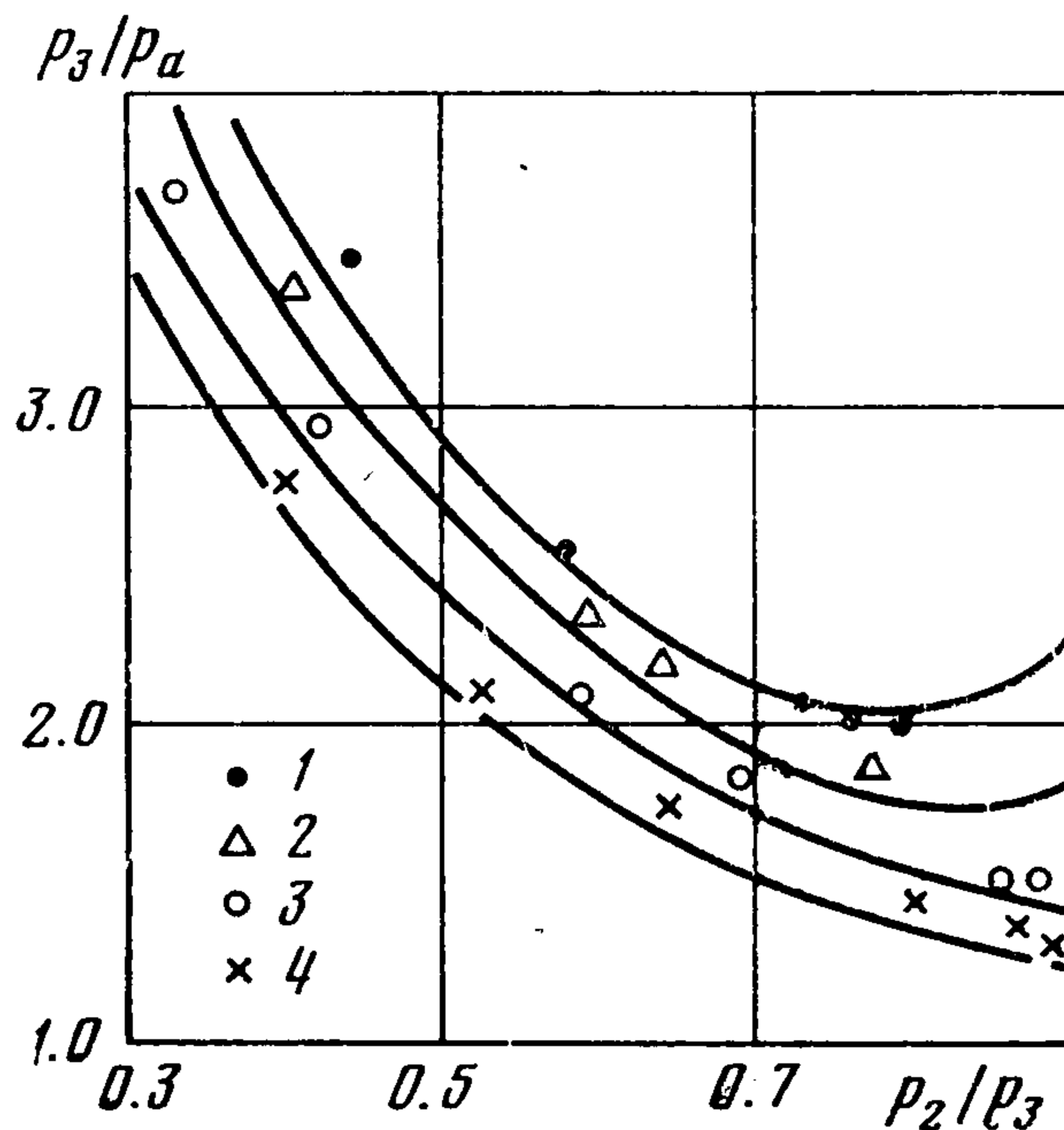
Для определения границы устойчивости аэростатической опоры и периода ее колебания нагрузка на одну опору менялась от 40 до 600 кг. Измерялись давление в камере P3, в баллоне P2 и в зоне воздушной подушки P1, а также период колебания опоры. Исследовался закритический и докритический режимы истечения газа через жиклеры 4 при изменении площади S3 от 1 до 5 мм.

Сопоставление результатов теоретических расчетов (сплошные линии) и экспериментальных исследований при указанных в п. 4 ограничениях изменения ε и отношения b/a показаны на фиг. 3 и 4 (1 — α = 2.74; 2 — α = 4.4; 3 — α = 8.2; 4 — α = 22.2).

Соответствие теоретических и экспериментальных результатов при указанных выше границах изменения ε и b/a удовлетворительное.

Авторы благодарят Е. И. Свешникову за помощь, оказанную при численных вычислениях.

Поступила 23 XII 1977



Фиг. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Дворянинов В. Г., Сибгатуллин Н. Р., Слезкин Н. А. О движении вязкого газа в слое с гибкой границей. ПММ, 1977, т. 41, вып. 2.
 2. Levy S. B., Coogan C. H., Jr. Flexible membrane hydrostatic air bearing. Trans. ASME, Ser. F. J. Lubricat. Technol., 1968, v. 90, No. 3.
 3. Croix-Marie F. De la théorie à la pratique des coussins d'air pour les transports en usine de charges lourdes. Entropie 1972, t. 47, p. 13—17.
 4. Маслов Л. А., Пановко Я. Г. Колебания аппарата на воздушной подушке как твердого тела на обобщенном упруговязком основании. Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 4.
 5. Камои А. Система транспортировки грузов на воздушных подшипниках. Тоё кохан, 1973/1974, № 21, с. 108—127.
 6. Дворянинов В. Г., Сибгатуллин Н. Р. Теоретическое и экспериментальное исследование больших прогибов кольцевых эластичных мембран. Проблемы прочности, 1977, № 3.
-